放射光 X 線による磁気回折の研究 ＝偏光と磁気と回折＝

群馬大学工学部 伊藤正久

Masahisa ITO: X-ray Magnetic Diffraction of Ferromagnets with Synchrotron Radiation

X-ray magnetic diffraction experiment of ferromagnets that utilizes elliptically polarized synchrotron radiation is presented. First we have reviewed shortly historical backgrounds and theoretical aspects of the experiment. We have presented how the magnetic form factors are measured and are separated into the spin-moment component and the orbital-moment component in this experiment. Peculiar features of the polarization factor of this experiment have been explained. We have introduced two examples of the experiment. One is the measurement of the spin-magnetic form factor of SmAl_2 with white X-rays from a bending magnet at the Photon Factory. The other is the measurement of the orbital-magnetic form factor of Holmium Iron Garnets with monochromatic X-rays from an undulator at the SPring-8. Finally we summarize the article and show some future prospects of this experiment.

1. はじめに

表題の実験は、電磁波と強磁性体との磁気的な相互作用に基づく X 線磁気散乱である。共鳴 (異常分散) 効果を利用しないので“非共鳴型 X 線磁気散乱”ともいう。従来の X 線回折実験の観点からみると極めて特異な実験である。本実験の概略を図 1 に示す。強磁性体の単結晶に放射光 X 線を入射させる。回折格子面のブラッグ角を θ (散乱角 2θ) とする。試料結晶は外部磁場により磁化しており、磁化方向と入射 X 線方向の間の角度を α とする。この配置で、磁化が + 向きの回折強度 I_+ を測定し、次いで外部磁場の反転により磁化を - 向きに反転させたときの回折強度 I_- を測定する。放射光と磁化との間に磁気的な相互作用がなければ $I_+ = I_-$ であるが、磁気的な相互作用

があれば $I_+ \neq I_-$ となり得る。磁化反転に伴う回折強度の相対変化は $R = (I_+ - I_-) / (I_+ + I_-)$ で定義され、磁気効果、magnetic effect, あるいは、flipping ratio と呼ばれる。 R は通常 10^{-3} 程度以下の非常に小さい量である。なるべく R が大きくなる条件で測定したい。どのようにすれば R を大きくできるのか。いかなる条件で R が最大になるのか。これを追求した結果到達したのが、白色 X 線磁気回折法である。それは、

- (1) 入射 X 線に白色楕円偏光放射光を用いる
- (2) ブラッグ角を 45 度 (散乱角を 90 度) にすることを特徴とする方法である。

本実験により得られる物理量は磁気形状因子である。磁気形状因子とは磁気モーメントの実空間密度分布を逆格子空間へフーリエ変換したものである。磁気形状因子を逆フーリエ変換することにより、磁気モーメントの実空間分布がわかる。さらに、本実験手法の最大の特徴は、実験条件を選択することにより、磁気形状因子を、磁気モーメントの基本構成要素であるスピンモーメント成分 S と軌道モーメント成分 L に分離できることである (LS 分離)。現時点では、磁気形状因子の LS 分離が原理的に可能な実験手法は X 線磁気回折のみである。

本稿の構成は以下のとおりである。2 で X 線磁気散乱研究の歴史的経緯を述べる。3 で放射光の偏光特性にふれる。4 では X 線磁気散乱理論の一端を紹介する。具体的には、散乱断面積ならびに磁気効果が磁気形状因子といかなる関係にあるかを示し、LS 分離の原理を示す。また、本実験に特有の偏光因子の特異なふるまいを紹介する。5 では、KEK・PF における白色 X 線磁気回折実験、ならびに、

図 1 強磁性体の X 線磁気回折実験の概略。(Schematic diagram of the X-ray magnetic diffraction experiment of ferromagnets.)

SPRing-8における移相子を用いた単色X線磁気回折実験の2つの実験例を紹介する。最後に6でまとめと今後の展望を示す。

2. X線磁気散乱研究の歴史

2.1 X線磁気散乱の幕開け

“磁気散乱”といえば、真っ先に思い浮かべるのは中性子である。中性子磁気散乱実験は、中性子の発見から17年後の1949年にはすでに行われており、^{1),2)} 50年以上の歴史をもつ。X線の磁気散乱が取り上げられるようになったのは、X線の発見から75年、最初の中性子磁気散乱実験から20年経った1970年頃からである。非相対論ではX線は電子電荷とのみ相互作用し散乱断面積は電子スピンのみによるが、相対論では散乱断面積にスピンに依存する項が現れることから、Platzman & Tzaorは次の2つの実験の可能性を指摘した。³⁾ 1つは強磁性体で円偏光X線を用いるスピン依存コンプトン散乱実験、もう1つは反強磁性体で無偏光X線を用いる磁気散乱実験である。後者は無偏極中性子を用いる反強磁性体の磁気散乱実験に対応している。

この理論的な予測は間もなく実証された。まず、反強磁性体NiOのX線磁気散乱実験がBergevin & Brunel⁴⁾により行われた。彼らはX線源として管球を用い、数千カウントのバックグラウンドの上に顔を出した数百カウントの半整数次指数の磁気ピークを観測した。ついでスピン依存コンプトン散乱実験もSakai & Ohnoにより行われた。⁵⁾ 純鉄を試料とし、極低温で偏極したアイソトープから出る円偏光 γ 線を用い、コンプトン散乱強度の0.1%程度の磁気信号を観測した。これらの実験でX線と磁気モーメントの磁気的相互作用が実証された。1981年には、Platzman & Tzaorの予想にはなかった強磁性体からの磁気散乱を検出する実験が、これもX線管球を用いて行われている。⁶⁾

中性子では磁気散乱能の大きさが核散乱能と同程度であるのに対し、X線では磁気散乱能は電荷散乱能に比べ数桁小さい。磁気信号の絶対的な小ささ、および、線源の決定的な弱さがX線磁気散乱実験を格段に困難なものにしていた。

2.2 放射光X線と磁気散乱

X線磁気散乱の磁気信号の小ささを補ったのは線源の強さであった。すなわち、放射光の出現がX線磁気散乱の状況を変えた。1970年代後半から超強力X線源として放射光専用リングが世界各地で建設され、放射光の有用性が認識され始めていた。放射光を利用した最初のX線磁気散乱実験は、1983年フランスの放射光施設LUREで行われた。⁷⁾ 電子軌道面から斜め上方(あるいは下方)に放射される楕円偏光放射光を用い、強磁性フェライトを試料とし、0.1%程度の磁気効果を検出した。1980年代半ばには、放射光X線を使った磁性研究の先駆けとなるいくつかの

有名な実験が行われている。1985年のGibbsらによるHoの精密ならせん磁気構造の決定、⁸⁾ ならびに、Namikawaらによる強磁性体Niを試料とする共鳴磁気散乱のエンハンス効果の発見⁹⁾である。1986年には、Cooperらにより円偏光放射光を用いた磁気コンプトン散乱実験が行われ、¹⁰⁾ 1987年には、Shützらによる強磁性体Feを試料とし円偏光X線を用いる磁気吸収実験が行われている。¹¹⁾ これで、X線の弾性散乱、非弾性散乱、吸収のすべてにおいて磁気効果が観測されたことになる。

1980年代半ば以降、放射光X線を用いる磁性研究への期待がふくらみ、X線(光子)と磁性体との磁気的相互作用に関する理論研究が進んだ。BlumeやLoveseyによりX線磁気散乱の散乱断面積が計算され、磁気モーメントとの関係が明らかにされた。¹²⁾⁻¹⁴⁾ 彼らは元々は中性子磁気散乱理論の専門家であり、それをもとにX線磁気散乱理論が構築されたのであった。

2.3 白色X線磁気回折法の出現

放射光X線を用いて、強磁性体の磁気形状因子測定を目指した実験は1990年頃から始まる。1989年にドイツのKaiserら¹⁵⁾がDESY・Hasylabで多結晶試料を用いて、また1992年に日本のSakuraiら¹⁶⁾がKEK・ARで単結晶試料を用いて、それぞれFeの磁気形状因子を測定している。しかしこれらの磁気形状因子の測定値は、その30年以前の偏極中性子磁気回折の実験結果¹⁷⁾と比べてもまだ誤差がだいぶ大きいものであった。

イギリスの放射光施設SRS (Daresbury)では、偏向磁石から斜め方向に放射される楕円偏光X線を利用した磁気コンプトン散乱実験が行われ、¹⁸⁾ 次いでこの楕円偏光を磁気回折実験へ応用することが試みられていた。対象はどちらも強磁性体である。磁気コンプトン散乱では後方散乱が有利であるが、磁気回折実験では磁気散乱強度の電荷散乱強度に対する比率が重要なファクターであり、必ずしも後方散乱が有利ではない。最適な実験条件を求めるには放射光の偏光特性を正確に把握する必要があることが認識され、放射光源のエミッタンスとの関連を明らかにする研究がなされた。¹⁸⁾ この後、白色楕円偏光と90度散乱を組み合わせる白色X線磁気回折法^{19),20)}が世に出ることになる。この実験手法開発の意義は、磁気効果と放射光の偏光および磁気物理量(具体的には磁気形状因子)との関係を明瞭にし、どのような実験配置で何がわかるか、どのようにすれば最適な実験条件が得られるか、を明らかにしたことであろう。

3. 放射光の偏光

3.1 電磁波の偏光

本実験の特色の半分は偏光にあるので、放射光の偏光についてふれておく。一般に電磁波の偏光は電場成分の振動方向で表される。波の進行方向を z 軸にとる。進行方向に

図2 一般的な楕円偏光の電場ベクトル先端の軌跡。
(Trajectory of the apex of the electric vector of elliptically polarized electromagnetic waves : a general case.)

垂直な面を xy 面とし、水平方向を x 軸に垂直方向を y 軸にとる。電磁波の電場ベクトル $\mathbf{E}$ は、 $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ と表される。電磁波を平面波とすると E_x, E_y はそれぞれ

$$E_x = A_x \exp[i\{\omega(t - z/c) + \delta_x\}]$$

$$E_y = A_y \exp[i\{\omega(t - z/c) + \delta_y\}]$$

と表される。 A_x と A_y は波の振幅、 ω は角振動数、 c は光速、 δ_x と δ_y は初期位相である。 E_x と E_y の位相差は $\delta = \delta_y - \delta_x$ であり、 $E_y/E_x = (A_y/A_x) \exp(i\delta)$ である。

いくつかの特別な場合をみてみる。 $A_y = 0$ の場合は電場 $\mathbf{E}$ は x 軸上を振動し、水平方向の直線偏光となる。 $A_x = 0$ の場合は垂直方向の直線偏光となる。 $A_x = A_y$ で $\delta = 0$ の場合は、 $\mathbf{E}$ の振動方向は x 軸から y 軸へ45度回転した直線 ($y = x$) の方向になり、斜め45度の直線偏光となる。 $A_x = A_y$ で $\delta = \pi$ の場合は、 $y = -x$ の直線が振動方向になり、斜め-45度の直線偏光となる。 $A_x = A_y$ で $\delta = \pi/2$ の場合は、 $\mathbf{E}$ の先端は半径 A_x の円弧上を右回りに回るので、右回り円偏光となる。 $A_x = A_y$ で $\delta = -\pi/2$ の場合は左回り偏光となる。(円偏光の右回り、左回りの定義は分野により、また著者により異なるので注意を要する。)円偏光の場合は、 $E_y/E_x = \pm i$ となる。

一般に、 $A_x \neq A_y$ で位相差 δ が任意の値の場合は、図2に示すように電場ベクトル $\mathbf{E}$ の先端は傾いた楕円を軌跡とし、楕円偏光となる。 $\delta > 0$ のときは右回り楕円偏光、 $\delta < 0$ のときは左回り楕円偏光となる。楕円偏光は A_x, A_y, δ の3つのパラメーターで表される。座標系を角度 β だけ傾けて xy 座標から $x'y'$ 座標に変換すると、 $x'y'$ 座標系では移相差は $\delta = \pm \pi/2$ になる。

3.2 ストークスパラメーター

光(電磁波)の偏光状態は、ストークスパラメーターと呼ばれる3つのパラメーターで記述されることもある。²¹⁾ これは、水平方向の直線偏光度、円偏光度、斜め45度直線偏光度であり、ここではそれぞれ、 P_L, P_C, P_{45} と記すこと

図3 蓄積リング偏向磁石からの放射光の偏光 (Polarization of synchrotron radiation from a bending magnet of a storage ring.)

にする。それぞれのパラメーターは、 E_x, E_y , あるいは、 A_x, A_y, δ と次のような関係がある。

$$P_L = \frac{[E_x]^2 - [E_y]^2}{[E_x]^2 + [E_y]^2} = \frac{(A_x^2 - A_y^2) \cos \delta}{(A_x^2 + A_y^2)} \quad (1)$$

$$P_C = \frac{2 \operatorname{Im} [E_x E_y^*]}{[E_x]^2 + [E_y]^2} = -\frac{2 A_x A_y \sin \delta}{(A_x^2 + A_y^2)} \quad (2)$$

$$P_{45} = \frac{2 \operatorname{Re} [E_x E_y^*]}{[E_x]^2 + [E_y]^2} = \frac{2 A_x A_y \cos \delta}{(A_x^2 + A_y^2)} \quad (3)$$

ここで、 Re は実数部を、 Im は虚数部を表す。 A^* は A の複素共役である。それぞれのパラメーターは、 $-1 \leq P_L \leq 1$, $-1 \leq P_C \leq 1$, $-1 \leq P_{45} \leq 1$ の範囲にあり、かつ、 $P_L^2 + P_C^2 + P_{45}^2 \leq 1$ の関係がある。この最後の式で等号は完全偏光を、不等号は部分偏光を表す。部分偏光のとき、 $P = (P_L^2 + P_C^2 + P_{45}^2)^{1/2}$ を偏光度(偏光の純度)という。 P_L, P_C, P_{45} の極限をみると、 $P_L = 1$ は x 方向に偏った水平方向の直線偏光、 $P_L = -1$ は y 方向に偏った垂直方向の直線偏光、 $P_{45} = 1$ は斜め45度の直線偏光、 $P_{45} = -1$ は斜め-45度の直線偏光、 $P_C = 1$ は左回り円偏光、 $P_C = -1$ は右回り円偏光を表す。

3.3 放射光の偏光

本実験で用いる楕円偏光の光源は偏向(ベンディング)磁石あるいは挿入光源(アンジュレーター)である。ベンディング光の偏光は、図3に示すようになっている。すなわち、蓄積リング電子軌道面内に放射される光は水平方向の直線偏光である。これに対し、電子軌道面から斜め上方あるいは下方に出る光は円偏光成分をもち楕円偏光となる。この楕円は水平方向に横長なので、2つのストークスパラメーター P_L, P_C で表される。上方に出る光と下方に出てくる光は楕円偏光の回り方(左右)が逆になり、円偏光度 P_C の符号が逆になる。図4に軌道面を基準にした鉛直方向の P_L, P_C の様子を示す。ベンディング光の自然に楕円

図4 ベンディング放射光の直線偏光度 P_L と円偏光度 P_C (Degrees of linear and circular polarization, P_L and P_C of synchrotron radiation from a bending magnet.) これは KEK・PF-BL3C の例である。ここでは光源から観測点までの距離は 37 m である。横軸は軌道面を基準とする鉛直方向の z 座標である。

偏光している白色 X 線を、加工を施さずにそのまま利用するのが白色 X 線磁気回折法の特徴である。このような楕円偏光を用いる方法はオフプレーン法と呼ばれる。一方、アンジュレーターでは複数の磁石から放射される光が干渉し合い、軌道面内に準単色・高輝度の直線偏光が放射される。そのため、直線偏光を楕円偏光へ変換する光学素子(移相子)を用いる。これが高輝度アンジュレーター光と移相子を組み合わせる単色 X 線磁気回折である。

4. 放射光 X 線と磁性体との磁氣的相互作用 (X 線磁気散乱理論¹²⁾⁻¹⁴⁾)

4.1 散乱断面積＝電荷散乱振幅と磁気散乱振幅＝

放射光 X 線と磁性体の磁氣的相互作用を論じる出発点は、電子と電磁場との相対論的な相互作用を表すハミルトニアンである。 $\mathbf{A}$ を電磁場のベクトルポテンシャルとして、電荷 $-e$ とスピン $\mathbf{s}$ をもち運動量 $\mathbf{p}$ で運動している電子と電磁場との相互作用ハミルトニアン H_{int} は次のように表される。

$$H_{\text{int}} = (e^2/2mc^2)\mathbf{A}^2 - (e/mc)\mathbf{A} \cdot \mathbf{p} - (eh/mc)\mathbf{s} \cdot [\nabla \times \mathbf{A}] - |e^2\hbar/2(mc^2)^2|\mathbf{s} \cdot [\mathbf{A} \times \partial\mathbf{A}/\partial t] \quad (4)$$

ここで、 m は電子の静止質量、 $\hbar$ は $\hbar = h/2\pi$ で h はプランク定数である。このハミルトニアンに、二次の摂動までを取り込んだ遷移確率の黄金則を適用することにより散乱断面積を得る。(4) 式の第 1 項から電子電荷によるトムソン散乱断面積が、第 2 項から電子の軌道運動(軌道モーメント)による磁気散乱断面積が、第 3 項と第 4 項からスピンモーメントによる磁気散乱断面積が得られる。

少々複雑な計算の結果、磁氣的相互作用を含む散乱断

面積として次式を得る。

$$d\sigma/d\Omega' = r_e^2 |n(\mathbf{k})\epsilon_0 \cdot \epsilon' - i\gamma[\mathbf{L}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{A}_0 + 2\mathbf{S}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{B}_0]| \quad (5)$$

(5) 式の記号の意味は次のとおりである。 r_e は電子の古典半径で $r_e = e^2/mc^2 = 2.82 \times 10^{-15}$ m。 γ は入射 X 線のエネルギー $\hbar\omega$ と電子の静止質量エネルギー mc^2 の比で、 $\gamma = \hbar\omega/mc^2$ (ω は入射 X 線の角振動数、 $mc^2 = 511$ keV)。 $\mathbf{k}$ は散乱ベクトル ($\mathbf{k} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}_0$ で、 $\mathbf{k}_0$ と $\mathbf{k}'$ は、それぞれ、入射 X 線と回折 X 線の波数ベクトル)。 ϵ_0 と ϵ' は、それぞれ、入射 X 線と回折 X 線の電場ベクトル方向の単位ベクトル。ベクトル $\mathbf{A}_0$ と $\mathbf{B}_0$ は 4 つのベクトル $\underline{\mathbf{k}}_0, \underline{\mathbf{k}}', \epsilon_0, \epsilon'$ からなり ($\underline{\mathbf{k}}_0, \underline{\mathbf{k}}'$ は、 $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}'$ 方向の単位ベクトルで、 $\underline{\mathbf{k}}_0 = \mathbf{k}_0/|\mathbf{k}_0|$, $\underline{\mathbf{k}}' = \mathbf{k}'/|\mathbf{k}'|$)、

$$\mathbf{A}_0 = 2(1 - \underline{\mathbf{k}}_0 \cdot \underline{\mathbf{k}}')(\epsilon' \times \epsilon_0) - (\underline{\mathbf{k}}_0 \times \epsilon_0)(\underline{\mathbf{k}}_0 \cdot \epsilon') + (\underline{\mathbf{k}}' \times \epsilon')(\underline{\mathbf{k}}' \cdot \epsilon_0) \quad (6)$$

$$\mathbf{B}_0 = (\epsilon' \times \epsilon_0) + (\underline{\mathbf{k}}' \times \epsilon')(\underline{\mathbf{k}}' \cdot \epsilon_0) - (\underline{\mathbf{k}}_0 \times \epsilon_0)(\underline{\mathbf{k}}_0 \cdot \epsilon') + (\underline{\mathbf{k}}' \times \epsilon') \times (\underline{\mathbf{k}}_0 \times \epsilon_0) \quad (7)$$

である。 $n(\mathbf{k})$, $\mathbf{S}(\mathbf{k})$, $\mathbf{L}(\mathbf{k})$ は、それぞれ、電子電荷、スピンモーメント、軌道モーメントの各実空間密度分布のフーリエ変換である。ここで対象をすべての磁性原子の磁気モーメントが同一方向を向いている一軸性の強磁性体とする。物理量は量子化軸に沿って測られる。量子化軸方向の単位ベクトルを ρ とすると、ベクトル $\mathbf{S}(\mathbf{k})$, $\mathbf{L}(\mathbf{k})$ は、 $\mathbf{S}(\mathbf{k}) = S(\mathbf{k})\rho$, $\mathbf{L}(\mathbf{k}) = L(\mathbf{k})\rho$ と表される。スカラー $S(\mathbf{k})$, $L(\mathbf{k})$ は、それぞれ、スピンモーメント、軌道モーメントの形状因子(スピン形状因子、軌道形状因子)を表す。

(5) 式の第 1 項は電子電荷による散乱振幅でこれを F とおく。すなわち、電荷散乱振幅 $F = n(\mathbf{k})\epsilon_0 \cdot \epsilon'$ 。第 2 項は磁気モーメントによる散乱振幅でこれを M とおく。すなわち、磁気散乱振幅 $M = -\gamma[\mathbf{L}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{A} + 2\mathbf{S}(\mathbf{k}) \cdot \mathbf{B}]/2$ 。散乱断面積 $d\sigma/d\Omega'$ は、

$$d\sigma/d\Omega' = |F + iM|^2 = |F|^2 + 2\text{Im}\{FM^*\} + |M|^2 \quad (8)$$

と展開される。(8) 式右辺の第 1 項は電子電荷のみの散乱強度(電荷散乱項)、第 2 項は電荷散乱振幅と磁気散乱振幅の間の干渉項(電荷磁気干渉項)、第 3 項は磁気モーメントのみの散乱強度(純磁気散乱項)をそれぞれ表している。ここで、各項の大きさを見積もっておく。電荷散乱項に対する電荷磁気干渉項および純磁気散乱項のおおよその大きさを決めるものは、それぞれ、 γ および γ^2 である。10 keV の X 線では、 $\gamma = 10 \text{ keV}/511 \text{ keV} = 2 \times 10^{-2}$, $\gamma^2 = 4 \times 10^{-4}$ である。各項に寄与する電子数も考慮に入れる必要がある。電荷散乱振幅には全電子が寄与するが、磁気散乱振幅には磁気モーメントに寄与する不対電子のみが関与し、後者の前者に対する比は鉄の場合 $2.2/26 \approx 8 \times 10^{-2}$ 程度、ニッケルでは $0.6/28 \approx 2 \times 10^{-2}$ 程度である。電荷散乱項に対する電荷磁気干渉項および純磁気散乱項の相対的な大きさ

は、それぞれ、 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ および $10^{-6} \sim 10^{-8}$ のオーダーとなる。

4.2 電荷磁気干渉項の利用

強磁性体では、電子電荷の配列周期と磁気モーメントの配列周期が同一であるので、電荷散乱振幅 F と磁気散乱振幅 M は同じ逆格子点にピークをもつ。すなわち、散乱断面積の電荷散乱項、電荷磁気干渉項、純磁気散乱項の3つの項は常に同一の逆格子点で重畳する。電荷散乱項に比べ $10^{-6} \sim 10^{-8}$ も小さい純磁気散乱項を分離抽出するのは極めて難しく、 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ オーダーの電荷磁気干渉項の利用を考えるのが現実的である。逆に電荷磁気干渉項を利用できるのが、強磁性体の磁気回折の特徴とも言える。反強磁性体では電子電荷の配列周期と磁気モーメントの配列周期が異なるので、電荷散乱振幅 F と磁気散乱振幅 M は異なる逆格子点にピークをもつ。この場合、電荷磁気干渉項は観測にかからず、純磁気散乱項を利用することになる。

電荷磁気干渉項をもう少し詳しく見てみる。もし F, M ともに実数であれば $\text{Im } |FM^*| = 0$ になり、電荷磁気干渉項は観測にかからない。電荷磁気干渉項が観測にかかるためには、 FM^* の虚数部が必要となる。原理的には、電荷散乱振幅 F も磁気散乱振幅 M も複素数になり得るので FM^* の虚数部は存在し得る。しかしここでは、磁気散乱振幅 M の虚数部は第0近似として無視することとし、 M は実数として扱う。 $FM^* (= FM)$ が虚数部をもつためには F の虚数部が必要になる。 F の虚数部を利用するには次の2つの方法がある。

- (イ) 直線偏光を用い(すなわち $\epsilon_0 \cdot \epsilon'$ が実数)、電荷散乱因子 $n(\mathbf{k})$ の異常分散項 ($f' + if''$) の虚数部を使う。ここでは、 $n(\mathbf{k}) = f_0(\mathbf{k}) + f' + if''$ とする。この場合は $\text{Im } |FM| \propto f''M$ である。
- (ロ) 入射 X 線に楕円偏光を用いる(円偏光成分の電場ベクトルは虚数部をもち、 $\epsilon_0 \cdot \epsilon'$ が複素数で表される)。この場合は $\text{Im } |FM| \propto (f_0(\mathbf{k}) + f'')M$ である。

一般に $(f_0(\mathbf{k}) + f'') \gg f''$ であり、(ロ) の場合のほうが電荷磁気干渉項が大きいので(ロ)を採用する。円偏光 X 線の利用は封入管の時代は極めて難しかったが、放射光では一般的になりつつある。

実は、強磁性体の最初の X 線磁気回折実験⁶⁾ は(イ)の方法を用いたものであった。その後、円偏光放射光の利用が盛んになり、この方法はあまり用いられていない。本稿では、電荷散乱因子 $n(\mathbf{k})$ については異常分散項まで取り入れ、磁氣的形状因子 $S(\mathbf{k}), L(\mathbf{k})$ については上述のように実数として取り扱うこととする。

4.3 回折強度とその磁気効果

＝形状因子と偏光因子の分離＝

(8) 式の散乱断面積の中身を掘り下げる。入射 X 線はペンディング光とし、オフプレーン法による楕円偏光を用いる。ここで散乱面を水平面にとる。この理由は、試料結晶

における回折で、放射光の優勢な偏光成分である水平方向の直線偏光が π 偏光となるようにして、電荷散乱振幅を小さくするためである。ここが通常の放射光 X 線の回折実験と異なるところである。これにより、磁気散乱振幅を電荷散乱振幅に対して相対的に大きくすることができる。

試料結晶での散乱角を 2θ とする。散乱断面積は、

$$d\sigma/d\Omega' = r_e^2 [|n(\mathbf{k})|^2 (1 + \cos^2 2\theta - P_L \sin^2 2\theta)/2 + \gamma P_C (1 - \cos 2\theta) \text{Re } |n(\mathbf{k})| |L(\mathbf{k}) \cdot (\underline{k}_0 + \underline{k}') \cos^2 \theta + S(\mathbf{k}) \cdot (\underline{k}_0 \cos 2\theta + \underline{k}')|] \quad (9)$$

と表される。²⁰⁾ ここで、(9) 式の第1項は電荷散乱強度、 r 以下の第2項は電荷磁気干渉項による散乱強度を表す。純磁気散乱強度は省略した。本稿では第2項を磁気散乱強度と呼ぶことにする。(9) 式から、直線偏光度 P_L は電荷散乱強度にのみ、円偏光度 P_C は磁気散乱強度にのみ、それぞれ、関係することがわかる。また(9) 式で、 $L(\mathbf{k})$ および $S(\mathbf{k})$ と内積になるベクトル、 $(\underline{k}_0 + \underline{k}')$ および $(\underline{k}_0 \cos 2\theta + \underline{k}')$ は散乱面内にあるので、ベクトル $L(\mathbf{k})$ と $S(\mathbf{k})$ がともに散乱面内にあるとき磁気散乱強度は最大になる。磁化が散乱面に垂直のときは磁気散乱強度はゼロになる。このため、本実験では磁化が散乱面内に向くように水平磁場を用いる。磁石の構造から、水平磁場の回折実験は鉛直磁場に比べ、回折角で制限をより強く受ける。

磁化(量子化軸)を散乱面内にとり、磁化方向と入射 X 線方向のなす角を α とする(図1)。磁化の向きが+あるいは-のときの回折強度 $I_{\pm}$ は、

$$I_{\pm} = (d\sigma/d\Omega')_{\pm} = r_e^2 [|n(\mathbf{k})|^2 (1 + \cos^2 2\theta - P_L \sin^2 2\theta)/2 \pm \gamma P_C (1 - \cos 2\theta) \text{Re } |n(\mathbf{k})| |L(\mathbf{k}) \cos 2\theta (\cos \alpha + \cos (2\theta - \alpha)) + S(\mathbf{k}) (\cos \alpha \cos 2\theta + \cos (2\theta - \alpha))|] \quad (10)$$

と表される。(10) 式の第1項が電荷散乱強度、 r 以下の第2項が磁気散乱強度である。ここで、磁気散乱強度を相対的に電荷散乱強度に対して大きくなるようにしたい。そのためには散乱角 $2\theta = 90^\circ$ として電荷散乱強度を最小にすればよい。このとき回折強度は、

$$I_{\pm} = (r_e^2/2) [|n(\mathbf{k})|^2 (1 - P_L) \pm r P_C \text{Re } |n(\mathbf{k})| |L(\mathbf{k}) (\cos \alpha + \sin \alpha) + 2S(\mathbf{k}) \sin \alpha|] \quad (11)$$

と表される。

磁気散乱強度項は磁化の反転により符号が変わるので、反転前後の回折強度の差をとることにより特定できる。回折強度の磁化反転に伴う磁気効果 $R = (I_+ - I_-)/(I_+ + I_-)$ は、

$$R = \gamma f_P [|L(\mathbf{k})| (\cos \alpha + \sin \alpha) + 2S(\mathbf{k}) \sin \alpha] / (f_0(\mathbf{k}) + f'') / (f_0(\mathbf{k}) + f'')^2 + (f'')^2 \quad (12)$$

$$f_P = P_C / (1 - P_L) \quad (13)$$

と表される。\$f_p\$は偏光因子 (polarization factor) と呼ばれる。\$f_p\$の詳細については4.4でふれる。(12)式で、\$\gamma\$と\$\alpha\$は実験条件で決まり、\$f_p\$は後述するように放射光源の性能で決まる定数である。磁気効果\$R\$を実測することにより、\$L(\mathbf{k})\$と\$S(\mathbf{k})\$を含んだ複合的な磁氣的形状因子が得られる。

異常分散項が無視できる場合 (\$f_0(\mathbf{k}) \gg f', f''\$)は、

$$R = \gamma f_p [L(\mathbf{k})(\cos\alpha + \sin\alpha) + 2S(\mathbf{k})\sin\alpha] / f_0(\mathbf{k}) \quad (14)$$

となる。Feなどの3d遷移金属のように軌道磁気モーメントがほとんど凍結し、\$L(\mathbf{k}) \ll 2S(\mathbf{k})\$となっている場合は、全磁気形状因子\$\mu(\mathbf{k}) = L(\mathbf{k}) + 2S(\mathbf{k})\$を用い、\$L(\mathbf{k})\cos\alpha\$を\$\mu(\mathbf{k})\sin\alpha\$に対して無視する近似を行い、

$$R = \gamma f_p [\mu(\mathbf{k}) / f_0(\mathbf{k})] \sin\alpha \quad (15)$$

と表される。

(15)式で実測量\$R\$は4つの部分に分かれる。第1項がX線のエネルギーで決まる項\$\gamma\$、第2項が放射光の偏光で決まる偏光因子\$f_p\$、第3項は試料の原子構造(電荷散乱因子と磁気形状因子)による項、第4項は実験条件で決まる項\$\sin\alpha\$である。偏光因子項をそのほかの項から独立させることにより、\$R\$を最大にする最適偏光状態が、\$f_p\$を最大にする\$P_L, P_C\$として特定できることとなった。これが白色X線磁気回折法の功績の1つであろう。

4.4 偏光因子のふるまい

本実験の特徴がこの偏光因子\$f_p\$である。ここで\$f_p\$と\$P_L, P_C\$との関係をもてみる。放射光が完全偏光状態で\$P_{45}\$成分が無視できる場合は、\$P_L^2 + P_C^2 = 1\$、すなわち、\$P_L = (1 - P_C^2)^{1/2}\$である。ここでは、蓄積リング電子軌道面付近の横長の楕円偏光を想定し\$P_L > 0\$としている。\$P_C\$を用いて偏光因子\$f_p\$を表すと、

$$f_p = P_C / \{1 - (1 - P_C^2)^{1/2}\} = \{1 + (1 - P_C^2)^{1/2}\} / P_C \quad (16)$$

となる。(16)式では、\$P_C \to 0\$で\$f_p \to \infty\$となる。蓄積リング軌道面内では\$P_C = 0\$であるので、軌道面内で\$f_p \to \infty\$、すなわち、磁気効果\$R \to \infty\$となってしまう。放射光と磁気モーメントとの磁氣的な相互作用は円偏光成分によるはずであるが、円偏光度\$P_C = 0\$で磁気効果が発散するという物理的に奇妙な結果となる。この原因は完全偏光を仮定したことにある。完全偏光は理想的な場合であり、これは放射光源が理想的な点光源(蓄積リングの電子ビームサイズがゼロ)の場合である。現実には蓄積リング電子ビームは有限の大きさを持ち、放射光は必ず部分偏光になる。偏光度(偏光の純度)を\$P\$とすると、\$P = (P_L^2 + P_C^2)^{1/2}\$である。これを用いると\$f_p\$は、

$$f_p = P_C / \{1 - (P^2 - P_C^2)^{1/2}\} \quad (17)$$

となる。部分偏光の場合(\$P < 1\$)は\$P_C \to 0\$で\$f_p \to 0\$と合理的な結果を与える。²²⁾図5にいくつかの\$P\$の値での\$f_p\$ vs.

図5 偏光因子\$f_p\$の偏光度\$P\$依存性。(Polarization factor \$f_p\$ dependent on the degree of polarization \$P\$.) 3つの\$P\$の値(\$P = 0.95, 0.99, 0.995\$)での\$f_p\$ vs. \$P_c\$曲線を示す。

図6 KEK・PF-BL3Cにおける偏光因子\$f_p\$ vs. \$z\$のグラフ。(Polarization factor \$f_p\$ as a function of the vertical coordinate \$z\$ at the KEK・PF-BL3C.)

図4の\$P_L, P_C\$を用いて計算されたものである。

\$P_C\$のグラフを示す。\$P\$が1に近いほど\$|f_p|\$の最大値は大きくなり、\$|f_p|\$が最大値をとるときの\$P_C\$は0に近づく。(17)式より\$|f_p|\$は、\$P_C = \pm P(1 - P^2)^{1/2}\$ (あるいは\$P_L = P^2\$)のとき最大値\$|f_p|_{\max} = P / (1 - P^2)^{1/2}\$をとる。すなわち、\$P_L = P^2, P_C = \pm P(1 - P^2)^{1/2}\$が最適楕円偏光であることがわかる。

ベンディング光では、発光点から観測点への見込み角を\$\phi\$とすると、軌道面付近では\$P_C \propto \phi\$である。また、軌道面を基準とした観測点の鉛直方向の座標を\$z\$とすると\$\phi \propto z\$なので、\$P_C \propto z\$である。すなわち、図5の横軸は観測点の\$z\$座標で置き換えられる。図6にPF-BL3Cの\$P_L, P_C\$のグラフ(図4)より得られる\$f_p\$ vs. \$z\$のグラフを示す。図6よりPF-BL3Cでは、\$z \approx \pm 0.4\$ mmの位置で最適楕円偏光が得られることがわかる。

\$P\$を決める要因は蓄積リングの性能、具体的には電子ビームのエミッタンスである。エミッタンスが小さいほど\$P\$

は1に近づき、軌道面により近いところで $|f_P|_{\max}$ が大きくなる。偏光因子 f_P はX線磁気回折におけるエンハンス因子といえ、低エミッタンスリングほどエンハンス因子が大きくなる。

4.5 LS分離

全磁気形状因子 $\mu(\mathbf{k}) = L(\mathbf{k}) + 2S(\mathbf{k})$ の軌道磁気モーメント成分 $L(\mathbf{k})$ とスピン磁気モーメント成分 $2S(\mathbf{k})$ を分離して測定するのがLS分離である。LS分離は(14)式で $L(\mathbf{k})$ と $S(\mathbf{k})$ にかかる係数の角度 α 依存性が異なることを利用する。すなわち、 $L(\mathbf{k})$ の係数 $(\cos\alpha + \sin\alpha)$ と $2S(\mathbf{k})$ の係数 $(\sin\alpha)$ の 45° の位相差を利用することになる。

具体的に、 α が特別な値 0° 、 45° 、 90° 、 135° のときをみてみると、

$$\alpha = 0^\circ : R_0 = f_P [L(\mathbf{k})] / f_0(\mathbf{k}) \quad (18)$$

$$\alpha = 45^\circ : R_{45} = f_P \sqrt{2} [L(\mathbf{k}) + S(\mathbf{k})] / f_0(\mathbf{k}) \quad (19)$$

$$\alpha = 90^\circ : R_{90} = f_P [L(\mathbf{k}) + 2S(\mathbf{k})] / f_0(\mathbf{k}) \quad (20)$$

$$\alpha = 135^\circ : R_{135} = -f_P [2S(\mathbf{k})] / \sqrt{2} f_0(\mathbf{k}) \quad (21)$$

となる。それぞれの配置での磁気効果 R の測定により、 $L(\mathbf{k})$ 、 $L(\mathbf{k}) + S(\mathbf{k})$ 、 $L(\mathbf{k}) + 2S(\mathbf{k})$ 、 $2S(\mathbf{k})$ の形状因子が得られることがわかる。それぞれの実験配置をL配置、L+S配置、L+2S配置、S配置といい、²²⁾ それらを図7に示す。原理的には、L配置で $L(\mathbf{k})$ が、S配置で $2S(\mathbf{k})$ がそれぞれ独立に得られLS分離が実現する。あるいは、4つの実験配置のいずれか2つの測定結果を組み合わせることによってもLS分離は可能である。より一般には、角度 α の異なる2つの配置で実験を行い、それらの結果を組み合わせることによりLS分離が実行できる。

図7 LS分離のための4つの実験配置。(Four experimental configurations for the LS separation.)

磁石、磁化、試料、入射X線、回折X線の関係を示す。

5. 実験例の紹介

筆者は、高エネルギー加速器研究機構(KEK)・放射光実験施設フォトンファクトリー(PF)のビームラインBL3Cにてベンディング光を利用する白色X線磁気回折実験を遂行してきている。また第3世代高輝度放射光施設SPring-8の挿入光源のアンジュレーター光を用い、これに移相子を組み合わせる単色X線磁気回折実験も行っている。それぞれの実験例を以下に紹介する。

5.1 白色X線磁気回折実験(KEK・PF-BL3C)

この実験手法の特徴は、ベンディング光の自然に楕円偏光している白色X線を、そのまま利用することである。散乱角 90° に固定されるので、白色X線の中からブラッグ条件に合うエネルギーのX線が選択的に回折される。高調波も同時に観測されるので、高次指数の反射も同時に測定できる。

ここでは、 SmAl_2 合金の実験²³⁾を紹介する。これはKEK・物質構造科学研究所の安達弘通氏を中心に、PF-BL3Cで行った白色X線磁気回折実験である。 SmAl_2 は温度125 K以下で強磁性を示す。磁気モーメントの担い手はSm原子である。Smは希土類元素であり、その磁性は4f電子が担っている。4f電子数は5で軽希土類(4f電子数<7)に属する。一般に軽希土類イオンでは、スピン磁気モーメント μ_s と軌道磁気モーメント μ_L が逆向きとなっている。それらの和が全磁気モーメント $\mu (= \mu_s + \mu_L)$ である。中でもSmは μ_s と μ_L の大きさが拮抗しており、全磁気モーメントの大きさが非常に小さいという特徴をもっている。磁化測定や中性子磁気回折の実験で観測されるのは全磁気モーメントである。X線磁気回折のLS分離の手法を用いれば、全磁気モーメントの数倍大きい軌道磁気モーメントやスピン磁気モーメントを直接観測することが可能である。ここに着目し、スピン磁気モーメントを選択的に見

図8 SmAl_2 のスピン磁気形状因子測定のための実験配置。(Experimental configuration for the measurement of the spin-magnetic form factor of SmAl_2 .)

図9 測定されたSmAl₂のスピン磁気形状因子.
(Experimental spin-magnetic form factor of SmAl₂.)

るためにS配置を採用した。f電子系の磁気形状因子のスピン成分のみを直接観測した最初の実験であろう。

図8に実験配置を、図9に温度30 K～90 K、磁場0.4 Tのもとで測定されたスピン磁気形状因子を示す。(111)反射面を用い、[111]方向に電磁石による磁場を印加した。hhh (3～17)の逆格子点のスピン磁気形状因子が観測されている。図9で測定されたスピン磁気形状因子の値が波数の小さい領域では負になっているのは、全磁気モーメントに対してスピン磁気モーメントが逆向きであること、したがって全磁気モーメントの主成分が軌道磁気モーメントであることを反映している。スピン磁気形状因子の実験と計算との比較を行っているが、詳細は原著論文を参照されたい。²³⁾ 軌道磁気形状因子に比べてスピン磁気形状因子は物理的な解釈や理論計算が容易である。スピン成分のみを選択的に測定し、あいまいさの少ない解析を進めることができるのもX線磁気回折の特徴と言えよう。

5.2 単色X線磁気回折実験 (SPring-8・BL39XU)

最後に、X線磁気回折の新しい実験手法である、透過型移相子²⁴⁾を用いた単色X線磁気回折実験を紹介する。移相子はX線波長領域の光学素子であり、直線偏光から楕円偏光を生成する偏光変換素子として使われる。完全結晶における動力学効果を利用しており、単色法で用いるのが前提である。近年、良質のダイヤモンド単結晶が作られるようになり、X線領域での透過型移相子が実用化された。透過型ダイヤモンド移相子をX線磁気回折へ適用した最初の実験はPF-BL3Cで行われ、²⁵⁾ X線磁気回折における移相子の有用性が示された。ここで紹介する実験は、第3世代放射光源であるSPring-8の高輝度アンジュレーター光を用いた単色X線磁気回折法をホルミウム鉄ガーネット(HoIG)へ適用した例²⁶⁾である。実験はBL39XUで行っている。

HoIGはフェリ磁性体であり、Hoの磁気モーメントと

図10 アンジュレーター光と移相子を用いる単色X線磁気回折実験の概略。(Schematic diagram of the monochromatic X-ray magnetic diffraction using undulator radiation and a phase plate.)
(a)は側面図、(b)は上面図である。

Feの磁気モーメントが逆向きである。低温ではHoのモーメントがFeのモーメントよりも大きい。温度上昇に従いHoモーメントが小さくなるのに対し、Feモーメントはあまり変わらない。130 K付近でHoモーメントとFeモーメントの大きさが逆転する。この温度が補償温度である。補償温度では磁化はゼロになる。補償温度前後での磁気効果の温度変化を測定した。実験配置を図10に示す。アンジュレーターからの直線偏光X線はSi(111)の傾斜型二結晶分光器で単色化され、ミラーで高調波がカットされ、ダイヤモンド移相子に入る。ダイヤモンド移相子は(111)板で(220)回折格子面を用いている。移相子結晶の220回折ブラッグ角からのオフセット角度 $\Delta\theta$ に応じて、移相子を透過したX線は楕円偏光(直線偏光度 P_L 、円偏光度 P_C)へ変換される。楕円偏光X線をHoIG単結晶試料に入射し、880回折強度の磁場反転に伴う磁気効果を測定した。電磁石により0.6 Tの磁場を印加した。磁場が入射X線に平行であるL配置を採っており、Feの軌道磁気モーメントはほぼ凍結しているとみなせるので、磁気効果は主にHo原子の軌道磁気モーメントによるものである。温度範囲60 K～300 Kで磁気効果の温度変化を測定した。移相子のオフセット角 $\Delta\theta = 1.6^\circ$ で測定された磁気効果Rを温度に対してプロットしたものを図11に示す。温度が上昇すると、130 K付近で磁気効果の符号が正から負に逆転している。図11より、全磁化の主成分は130 K以下ではHoモーメントであったが、130 K以上ではFeモーメントに替わることで、これに伴いHoモーメントの向きが補償温度で確かに逆転することがわかる。磁化測定では個々の磁性原子のモーメントの向きを直接見ることはできないが、X線磁気回折では、これが可能であることを示す例であろう。

図 11 ホルミウム鉄ガーネットの単色 X 線磁気回折実験の結果。(Experimental result of the monochromatic X-ray magnetic diffraction of the holmium iron garnet.) L 配置における 880 回折強度の磁気効果の温度依存を示す。130 K の補償温度でジャンプが観測されている。

6. まとめと今後の展望

放射光 X 線と強磁性体との磁氣的相互作用を利用する非共鳴 X 線磁気回折を紹介した。放射光の偏光にふれ、X 線磁気散乱理論による散乱断面積を紹介し、楕円偏光を用いる X 線磁気回折実験では磁気形状因子が測定されることを示した。また、本実験に特有な偏光因子 f_p の特異的なふるまいを紹介した。さらに本実験では、磁気形状因子をスピン磁気形状因子と軌道磁気形状因子に分離して測定できることが原理的に可能であることを示した (LS 分離)。最後に、X 線磁気回折の 2 つの実験例を紹介した。1 つは、PF-BL3C のペンディング光を利用した白色 X 線磁気回折実験である。これは、強磁性 SmAl_2 合金の Sm のスピン磁気形状因子を選択的に狙った実験であり、その温度変化が測定された。もう 1 つは、SPRING-8 の高輝度アンジュレーター光と移相子を組み合わせた単色 X 線磁気回折実験である。これは、ホルミウム鉄ガーネットの Ho の軌道磁気形状因子を選択的に狙い、磁気効果の温度変化を測定した実験である。補償温度で Ho 磁気モーメントが反転することが直接示された。

本稿で紹介した実験例はいずれも磁気形状因子の温度変化を追跡したものである。これらは X 線磁気回折の物性研究への応用を意識したものであると言える。X 線磁気回折によるより本格的な物性研究のため、より低温へ（あるいは高温へ）、より高磁場へ、さらには、高圧下へと実験環境を広げるべく実験を進めているところである。今後、この実験手法がさまざまな強磁性体へ適用され、磁性研究の一手段として広く使われるようになり、さらに、分離測定されるスピンおよび軌道磁気形状因子が物性研究

に資することを期待したい。なお、紙幅の関係で紹介できなかった強磁性体の X 線磁気回折実験に関するほかの文献^{27)~37)}も参考にいただければ幸いである。なお、本稿では強磁性体の X 線磁気回折に限定したが、反強磁性体の非共鳴 X 線磁気回折実験も高輝度放射光源の発展とともに進化しており、最近の SPRING-8 における実験³⁸⁾などを参照いただければ幸いである。

最後に、筆者が X 線磁気回折実験において共同研究などで以下の方々にお世話になりました（敬称は略させていただきます）。安達弘通、岸本俊二、平野馨一、河田 洋、飯田厚夫、松下 正〔物質構造科学研究所〕、荒川悦雄、並河一道〔東京学芸大学〕、河村直己、鈴木基寛〔JASRI〕、中尾裕則、村上洋一〔東北大学〕、桜井 浩、伊藤文武〔群馬大学〕、宮川勇人（現 JASRI）、中村哲也（現 JASRI）、渡辺康祐、七尾 進〔東京大学生産技術研究所〕、小泉昭久、坂井信彦〔姫路工業大学〕、石松直樹、圓山 裕〔広島大学〕、加藤健一（現 JASRI）、西堀英治、高田昌樹、坂田 誠〔名古屋大学〕。この場をお借りし、以上の皆様に感謝申し上げます。

本研究の一部は、文部省科学研究費補助金 (11440114) の援助のもとで行われました。KEK-PF における白色 X 線磁気回折実験は KEK-PAC の Proposal No.2000S2-002 のもとで行われました。SPRING-8 における単色 X 線磁気回折実験は課題番号 2000A0200, 1999B0261, 1999A0188 のもとで行われました。

文 献

- 1) S. G. Shull and J. S. Smart: *Phys. Rev.* **76**, 1256 (1949).
- 2) I. W. Ruderman: *Phys. Rev.* **76**, 1572 (1949).
- 3) P. M. Platzman and N. Tzoar: *Phys. Rev. B* **2**, 3556 (1970).
- 4) F. de Bergevin and M. Brunel: *Phys. Lett.* **39A**, 141 (1972).
- 5) N. Sakai and K. Ono: *Phys. Rev. Lett.* **37**, 351 (1976).
- 6) F. de Bergevin and M. Brunel: *Acta Crystallogr. A* **37**, 314 (1981).
- 7) M. Brunel, G. Patrat, F. Bergevin, F. Rousseaux and M. Lemonnier: *Acta Crystallogr. A* **39**, 84 (1983).
- 8) D. Gibbs, D. E. Moncton, K. L. D'Amico, J. Bohr and B. H. Grier: *Phys. Rev. Lett.* **55**, 234 (1985).
- 9) K. Namikawa, M. Ando, T. Nakajima and H. Kawata: *J. Phys. Soc. Jpn.* **54**, 4099 (1985).
- 10) M. J. Cooper, D. Laundy, D. A. Cardwell, D. N. Timms, R. S. Holt and G. Clark: *Phys. Rev. B* **34**, 5984 (1986).
- 11) G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm and G. Materlik: *Phys. Rev. Lett.* **58**, 737 (1987).
- 12) M. Blume: *J. Appl. Phys.* **57**, 3615 (1985).
- 13) S. W. Lovesey: *J. Phys. C* **20**, 5625 (1987).
- 14) M. Blume and D. Gibbs: *Phys. Rev. B* **37**, 1779 (1988).
- 15) W. Kaiser, G. Schütz, R. Wienke, P. Fischer, W. Wilhelm and P. Kienle: *HASYLAB Jahresbericht* 525 (1989).
- 16) Y. Sakurai, O. Tsuda, H. Namata, C. H. Kim, Y. Watanabe, S. Nanao, T. Iwazumi, H. Kawata, M. Ando, N. Sakai and N. Shiotani: *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L521 (1992).
- 17) C. G. Shull and Y. Yamada: *J. Phys. Soc. Jpn.* **17** Suppl. B-III,

- 1 (1962).
- 18) D. Laundy, S. Cummings and P. Pattison: Nucl. Instrum. Methods in *Phys. Res. A* **302**, 553 (1991).
- 19) D. Laundy, S. P. Collins and A. J. Rollason: *J. Phys. : Condens. Matter* **3**, 369 (1991).
- 20) S. P. Collins, D. Laundy and A. J. Rollason: *Philos. Mag. B* **65**, 37 (1992).
- 21) U. Fano: *Rev. Mod. Phys.* **29**, 74 (1957).
- 22) S. W. Lovesey and S. P. Collins: X-ray Scattering and Absorption by Magnetic Materials. Clarendon Press, Oxford (1996).
- 23) H. Adachi, H. Kawata and M. Ito: *Phys. Rev. B* **63**, 54406 (2001).
- 24) K. Hirano, T. Ishikawa and S. Kikuta: *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 1604 (1995).
- 25) M. Ito and K. Hirano: *J. Phys. : Condens. Matter* **9**, L613 (1997).
- 26) M. Ito, E. Arakawa and H. Maruyama: Temperature Variation of Spin- and Orbital-Magnetic Form Factor of Holmium Iron Garnet by X-Ray Magnetic Diffraction, SPring-8 Research Frontiers 1999-2000, 33 (2001).
- 27) E. Zukowski, M. J. Cooper, R. Armstrong, M. Ito, S. P. Collins, D. Laundy and A. Andrejczuk: *J. X-ray Sci. Technol.* **13**, 300 (1992).
- 28) S. P. Collins, D. Laundy and G. Y. Guo: *J. Phys. : Condens. Matter* **5**, L637 (1993).
- 29) M. Ito, F. Itoh, Y. Tanaka, A. Koizumi, H. Sakurai, T. Ohata, K. Mori, A. Ochiai and H. Kawata: *J. Phys. Soc. Jpn.* **64**, 2333 (1995).
- 30) R. D. Bateson and S. T. Bramwell: *J. Phys. : Condens. Matter* **7**, L175 (1995).
- 31) D. Laundy, S. Brown, M. J. Cooper, D. Bowyer, P. Thompson, D. F. Paul and W. Stirling: *J. Synchrotron Rad.* **5**, 1235 (1998).
- 32) H. Miyagawa, T. Tominaga, T. Nakamura, Y. Watanabe, M. Ito, H. Adachi, H. Kawata, S. Nanao: *Jpn. J. Appl. Phys. Suppl.* **38-1**, 440 (1999).
- 33) H. Maruyama, M. Suzuki, N. Kawamura, M. Ito, E. Arakawa, J. Kokubun, K. Hirano, K. Horie, S. Uemura, K. Hagiwara, M. Mizumaki, S. Goto, H. Kitamura, K. Namikawa and T. Ishikawa: *J. Synchrotron Rad.* **6**, 1133 (1999).
- 34) 伊藤正久: 日本結晶学会誌 **39**, 60 (1997).
- 35) 伊藤正久: *RADIOISOTOPES* **47**, 435 (1998).
- 36) 伊藤正久: 日本放射光学会誌 **12**, 277 (1999).
- 37) 圓山 裕, 鈴木基寛, 伊藤正久, 河村直己, 並河一道: 日本結晶学会誌 **42**, 76 (2000).
- 38) 勝又紘一: 日本物理学会 2002 年秋季大会 06pPA-1 (愛知).

プロフィール

伊藤正久 Masahisa ITO
 群馬大学工学部共通講座工学基礎 II
 Faculty of Engineering, Gunma University
 〒371-8510 前橋市荒牧町 4-2
 4-2 Aramaki-machi, Maebashi-shi 371-8510, Japan
 TEL/FAX. 027-220-7550
 e-mail: itom@fs.aramaki.gunma-u.ac.jp
 最終学歴: 1977 年東京大学大学院工学系研究科
 修士課程
 専門分野: X 線結晶学, 放射光科学, 構造物性
 現在の研究テーマ: d 電子・f 電子系強磁性体の
 X 線磁気回折
 趣味: ビール (最近は低カロリー発泡酒) & ワイン